

ラマン分光法によるLSIの局所応力の解析

伊藤忠，東博純，野田正治

Stress Analysis in Micro Areas of LSIs Using Raman Microprobe

Tadashi Ito, Hirozumi Azuma and Shoji Noda

要 旨

顕微ラマン分光法を用いて微細LSI中のチタンシリサイド (TiSi_2) パターンの周辺，および素子分離膜 (LOCOS: local oxidation of silicon) 周辺の応力分布を評価した。 TiSi_2 パターン周辺のSi基板には，150 ~ 350MPaに及ぶ大きな応力が作用し，パターン寸法が数 μm に減少しても応力の値は100MPa程度の値を保っているものと推察される。一方，LOCOS構造では，素子分離膜と素子の境界に100MPaに及ぶ応力変動が存在する。

Abstract

Stress distributions near the TiSi_2 patterns and near the local-oxidation-of-silicon (LOCOS) isolation in a fine LSI were estimated by means of Raman spectroscopy. Tensile stress beside the TiSi_2 patterns reaches a maximum value of 150 - 350MPa, and is expected to remain about 100MPa even when the pattern size is reduced to several μm . At the edge of the LOCOS isolation, there exists stress variation between 1 and 100MPa.

キーワード 応力，LSI，シリサイド，素子分離，LOCOS，顕微ラマン分光法

1. はじめに

微細LSIでは，製作プロセスの途中で形成される各種薄膜のパターン周辺での応力の集中が起こる。内部応力の大きいシリサイドを用いた配線や，LOCOS (local oxidation of silicon) 構造，トレンチ構造のような厚い酸化膜を埋め込む構造の素子分離膜の周辺には特に大きな応力集中が起こりやすい。例えば，LOCOS境界^{1, 2)}やトレンチの付近³⁾でSi基板中に発生する応力の値は100MPa以上にもなる。パルクSiの引張破壊応力が約500MPaと見積もられる⁴⁾ことを考えると，この値は非常に大きい値である。このような大きな応力のために，素子領域にひずみや転位が起こり，デバイスの特性が劣化したり，信頼性が低下することが懸念される。このような問題を回避するためには，局所的な応力分布をも考慮したデバイス設計を行う必要がある。このた

めには，局所応力をはかる技術を確認することが第一歩である。顕微ラマン分光法はLSIにおけるこのような局所応力を測定する技術として応用されている^{1-3, 5)}。この報告では，顕微ラマン分光法を用いて測定したチタンシリサイド (TiSi_2) パターンの周辺，およびLOCOS構造周辺の応力分布について報告する。

2. 顕微ラマン分光法

2. 1 顕微ラマン分光装置

Fig. 1は実験に用いた顕微ラマン分光装置の概略図である。アルゴンイオン (Ar^+) レーザーの波長488nmの光を顕微鏡のレンズ系を用いて試料面上直径1 μm の領域に垂直に照射し，試料から180°後方にラマン散乱された光を分光器で測定した。測定精度とS/N比の向上のために，測定ごとに波長500.516nm (513.0 cm^{-1} のラマンシフトに相当) のネオンランプの輝線を用いて

波数の更正を行い、さらにラマンスペクトルを10回積分した結果、ラマンシフトの測定精度として $\pm 0.1\text{cm}^{-1}$ を得た。測定位置は、鏡筒上に取り付けられたテレビカメラでモニターした。測定点の移動はステージを $0.5\mu\text{m}$ ステップで駆動することにより行った。

顕微ラマン分光法では、レーザー光を狭い領域に集光するので、測定点の温度が上昇することが懸念される。測定点の温度が約3℃上昇しただけでラマンスペクトルは 0.1cm^{-1} 低波数側にシフトしてしまう⁶⁾。このため、試料として無応力のSiウエハを用い、これに照射するレーザー光のソースでの出力を変化させたときのラマンピーク位置の変化について調べた。この結果、試料面上でのレーザー光の入力が5mW以下ではラマンピーク位置に変化のないことが確認できた。したがって、以下の応力測定の実験では試料表面のレーザー光の入力が3mW程度となるように、ソースのレーザー出力を200mWとした。

2.2 ラマンピークシフトと応力の関係

結晶に振動数 ν_i の光をあてると、格子振動（フォノン）との相互作用のために、振動数 ν_i の光のほかに、 $\nu_i \pm \nu_R$ の光も散乱される。このように、入射光の振動数と異なる振動数の光が散乱される現象がラマン散乱である。振動数のずれ ν_R はラマンシフトと呼ばれ、フ

ォノンの振動数に等しい。（通常、ラマンシフトの単位は振動数のかわりに波数（波長の逆数；単位 cm^{-1} ）が用いられる。以後は振動数の代わりに波数を用いる。）

応力の作用していないシリコン（Si）結晶のラマン活性光学フォノンは結晶の対称性のために3重に縮退している（ F_{2g} モード）。このため、ラマンピークも縮退した1本のピークとして観測される。応力が加わって結晶にひずみが生じると、原子間の結合力が変化するため、ラマンピークは無応力のときのラマンピークの位置からシフトした位置に現れる。

引張応力が作用して原子間隔が広がると結合力が弱まるので、結合のバネ定数 K が小さくなり、フォノンの振動数（ $K^{1/2}$ ）が小さくなる。したがってラマンピークは低波数側にシフトする。圧縮応力が作用する場合は、この関係は逆になる。

通常の応力による変形ではひずみ ε は小さいので、フォノンの振動数の変化量 $\Delta\nu_R$ （ラマンピークの応力シフト量）はひずみにほぼ比例する。ひずみと応力は弾性コンプライアンス定数で線形の関係で結びつけられるので、上で述べたラマンピークのシフト量はほぼ応力に比例している。

ラマンピークのシフト量と応力の関係の正確な議論は文献7-11および5に詳細に記されているので、ここ

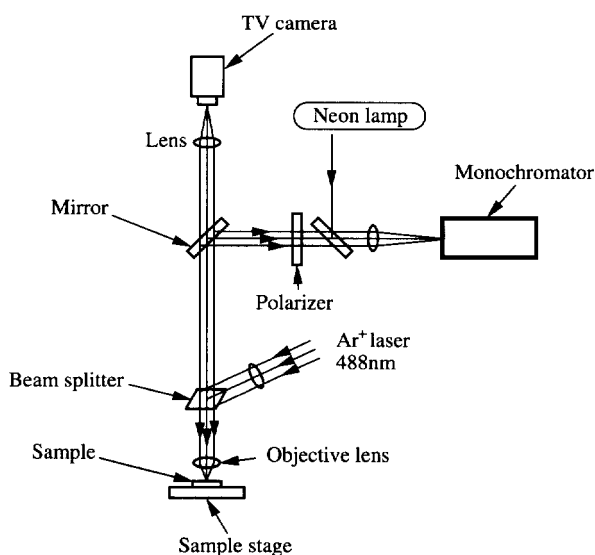


Fig. 1 Schematic diagram of the Raman microprobe.

では省略するが、Fig. 2に示した、この報告で重要な3つの条件の場合にはそれぞれ次のような関係が成り立っている。

- a. (001)面内での[110]方向の一軸性応力 σ_u が作用するSi表面を、偏光方向が $[\bar{1}10]$ に平行な光をあてて測定する場合

$$\sigma_u = \frac{2\omega_0^2}{S_{12}p + (S_{11}+S_{12})q} \times \frac{\Delta\tilde{\nu}}{\tilde{\nu}_0} = -0.5 \times 10^9 \times \Delta\tilde{\nu} \text{ (Pa)} \quad (1)$$

(測定精度: $\pm 50\text{MPa}$)

- b. (001)面内で二軸の等方性応力 σ_a が作用するSiを $(\bar{1}10)$ 面でへき開し、へき開面を入射光、散乱光の偏光方向がともに[110]である光を用いて測定する場合

- c. (001)面内で二軸の等方性応力 σ_a が作用するSi表面を測定する場合

b, cともに、

$$\sigma_a = \frac{2\omega_0^2}{2S_{12}p + 2(S_{11}+S_{12})q} \times \frac{\Delta\tilde{\nu}}{\tilde{\nu}_0} = -0.25 \times 10^9 \times \Delta\tilde{\nu} \text{ (Pa)} \quad (2)$$

(測定精度: $\pm 25\text{MPa}$)

ω_0 : 無応力状態でのSiの F_{2g} モード光学フォノンの角振動数,
 p, q : 結合のバネ定数の、ひずみによる変化率; (文献7に定義されている),
 S_{11}, S_{12} : Siの弾性コンプライアンス定数,
 $\tilde{\nu}_0$: 無応力Siのラマンシフト (cm^{-1}),
 $\Delta\tilde{\nu}$: 応力が加わったときのラマンシフトの変化 (ラマンピークのシフト) (cm^{-1})

である。

3. シリサイドパターン近傍の応力分布

3.1 TiSi₂膜の形成とパターンニング

洗浄し、自然酸化膜を除去した(001) Siウエハ上にチタン(Ti)をスパッタし、その上に、酸化防止用の窒化チタン(TiN)を350nmスパッタした。このウエハを電気炉を用いてアルゴン雰囲気中で700℃, 20分熱処理し、固相反応によりTiSi₂形成した。このあと、TiNをエッチング除去した。Table 1に、スパッタしたTiの膜厚と、形成されたTiSi₂の厚さをまとめた。これらのTiSi₂膜を、長手方向がSiウエハの[110]方向となるように、6mm × 0.2mmの帯状にパターンニングした。

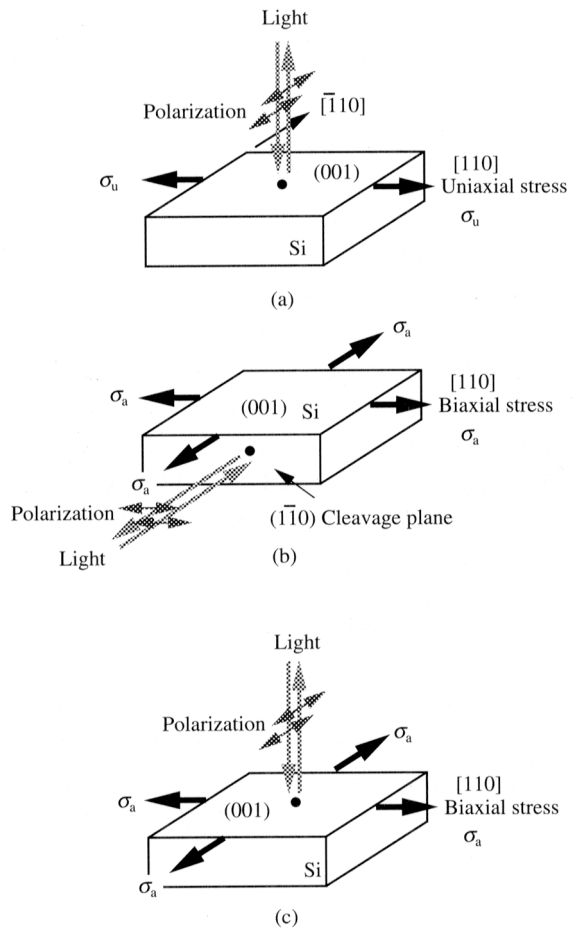


Fig. 2 The three configurations of Raman measurements.

Table 1 Thicknesses of the Ti and TiSi₂ films.

Ti (nm)	TiSi ₂ (nm)
30	62
50	103
100	222

3.2 TiSi₂パターン近傍の応力分布

Fig. 3にTiSi₂パターンの周辺および直下のSi基板に発生している応力分布をラマン分光法で測定するための幾何学的配置（光のあて方）を示す。パターン周辺の応力分布の測定では、光をSi表面（001面）に垂直にあて、180°後方にラマン散乱される光を測定した。入射光、散乱光の偏光方向はともにSi基板の $[\bar{1}10]$ 方向になるようにとった。パターン直下のSiに発生している応力の測定では、ウエハを（1 $\bar{1}0$ ）面でへき開し、へき開面を測定した。光はへき開面に垂直にあて、入射光、散乱光の偏光方向はともに $[110]$ 方向になるような幾何学的配置で測定した。へき開面での測定をした理由は、光がTiSi₂を透過しないために、TiSi₂膜の上面からあてたのでは測定できないためである。

TiSi₂膜をSiウエハ上に形成すると、TiSi₂膜面を凹にしてウエハがそる。これは、TiSi₂の熱膨張係数がSiの熱膨張係数より大きいために、ウエハの冷却の際に生ずる熱応力が主な原因である。このそりによってTiSi₂膜直下のSiは膜面に平行な面内で（二軸の）等方的な圧縮応力を受ける。TiSi₂がパターンニングされてもエッジから離れたところでは同様の状況である。このため、エッジから離れたパターンの直下のSiは等方的な二軸の圧縮応力を受けている。一方、TiSi₂パターンから十分はなれたところのSiは無応力のままである。

したがって、TiSi₂パターンのすぐ外側のSiはTiSi₂のエッジと垂直な方向に引っぱられる。このような状況をFig. 4に示す。ここで議論しているような長い帯状のTiSi₂パターンの場合で、短辺側のエッジから離れているSi表面上では、エッジに平行な方向の圧縮応力は無視できると考えられるので、この点には、エッジに垂直な方向（この実験の場合 $[110]$ 方向）の一軸性の引張応力が作用しているとみなすことができる。ラマンピークのシフト量 $\Delta\tilde{\nu}$ からこの引張応力 σ_0 は2.2節の式(1)で求められる。パターン直下のSiに生じている等方性の二軸の圧縮応力 σ_0 は式(2)で求められる。

Fig. 5は、膜厚103nmのTiSi₂パターンのエッジから0.5 μm 離れたSi表面のラマンピークと無応力のSiのラマンピークを比較したものである。パターンから0.5 μm 離れた点でのラマンピークは無応力のSiのラマンピークに対して低波数側に0.5 cm^{-1} だけシフトしている。このことから、この点には引張応力が作用していることがわかる。応力の大きさは式(1)から250MPaと見積もることができる。

測定点をパターンのエッジから順に外側のSiに向かって移動させながらラマン測定を行えばパターン周辺のSi基板に発生している応力の分布が求められる。Fig. 6は3種類の厚さのTiSi₂パターンについてその周辺のSiに発生している応力分布を測定した結果である

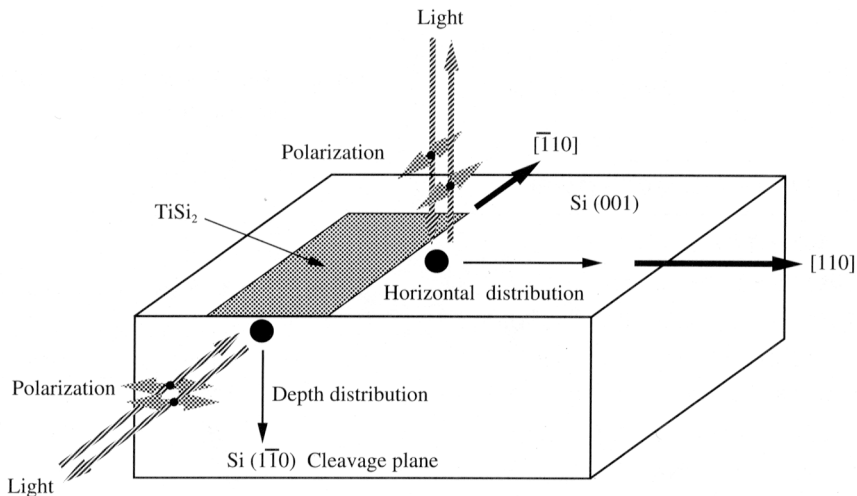


Fig. 3 Configurations of Raman microprobe for stress distribution analysis around the TiSi₂ pattern on the Si wafer.

(引張応力が作用するとき、ラマンシフトが低波数側にシフトすることに対応して、ここでは引張応力を下向きにとっている)。パターンの外側のSiには引張応力が発生しており、TiSi₂の膜厚が厚いほど大きな応力が発生している。応力はおおむねパターンのエッジから0.5 μ m離れた点で最大になっており、最大値は膜厚222nmのものでは350MPa、膜厚62nmの薄いものでも150MPaに達している。最初にも述べたように、バルクのSiの引張破壊応力が500MPaと見積もられることを考えると、これらの最大応力は非常に大きい値である。また、引張応力の及ぶ範囲はエッジからおおむね2~4 μ mの範囲である。

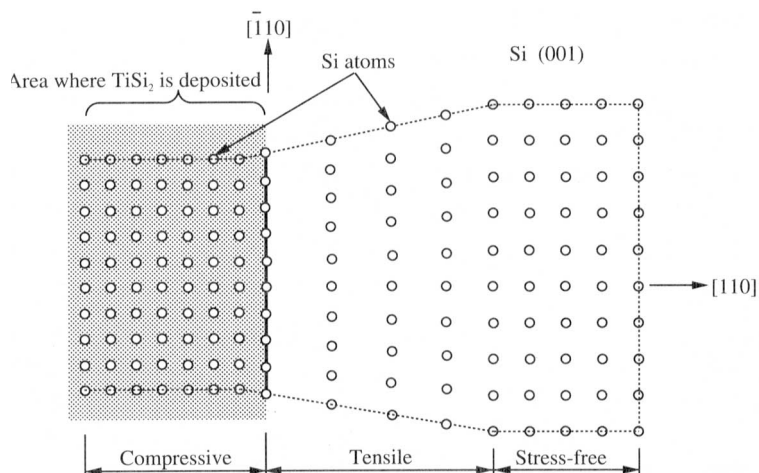


Fig. 4 Schematic drawing of the Si lattice deformation around the TiSi₂ pattern.

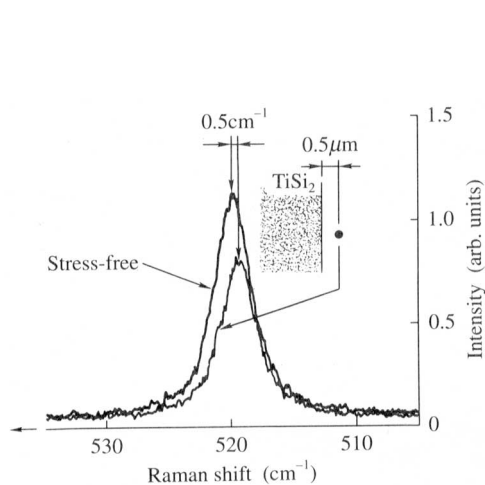


Fig. 5 Typical Raman spectrum of Si TO phonons beside the 103-nm-thick TiSi₂ pattern compared with that of a stress-free Si wafer. The accuracy of the Raman shift is $\pm 0.1\text{cm}^{-1}$.

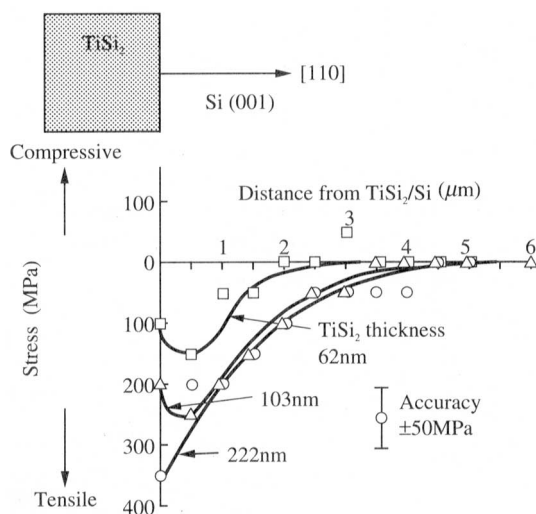


Fig. 6 Horizontal distributions of the stress beside the TiSi₂ patterns evaluated by the Raman measurement.

Fig. 7はTiSi₂パターン直下の応力分布を、(110)へき開面のラマン測定を行うことによって求めたものである。Fig. 6に比べると、応力の値にばらつきが目立つのは、へき開による残留応力の不均一さのために、ラマンシフトの測定値にばらつきが生じたためと思われる。式(2)によって計算したTiSi₂/Si界面直下の圧縮応力は界面で最大であり、1~2μmの深さまで及んでいる。

これまでは、TiSi₂のパターンサイズが、実際のLSI

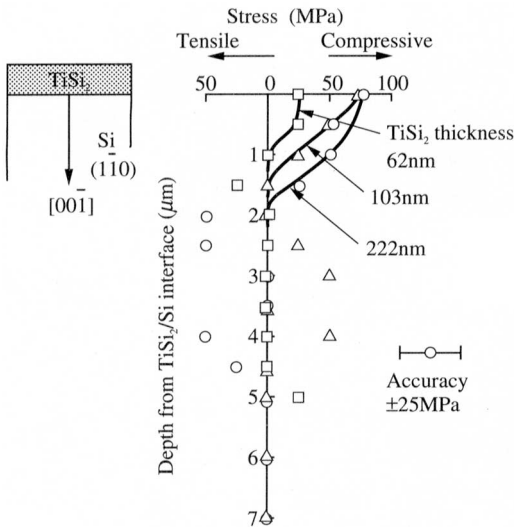


Fig. 7 Depth distributions of the stress under the TiSi₂/Si interfaces evaluated by the Raman measurements.

に用いられる値よりかなり大きいものについて議論してきた。ここで、パターンサイズがLSIに用いられるサイズまで小さくなったとき、TiSi₂パターン周辺のSi基板に誘起される応力がどの程度になるかを議論しておこう⁵⁾。

Blechらは、Fig. 8に示すような、内部応力 σ_f をもつ無限長の帯状の薄膜(幅 l , 厚さ t)がSi基板上に形成されたとき、Si基板にどのようなひずみ場が生ずるかを議論した^{1,2)}。Blechらは圧縮の内部応力をもつ帯状薄膜を考えたが、ここでは、TiSi₂膜に対応させて帯状薄膜の内部応力が引張応力の場合を考える。Fig. 8において、基板中の点Pにおける帯に直交する方向の応力 $\sigma_u(l)$ は、

$$\sigma_u(l) = -2SE\{(AB-C)[x_2/r_2^2(0)-x_1/r_1^2(0)]-2Az^2[x_2/r_2^4(0)-x_1/r_1^4(0)]\} \quad (3)$$

で与えられる。ここで、 S は単位長さあたりのエッジに作用する力で、 σ_f と t の積、 x_1 , x_2 , $r_1(0)$, $r_2(0)$, z はFig. 8の中で定義されている量である。また、 A , B , C はそれぞれSiの帯状薄膜に垂直な方向のヤング率 E およびポアソン比 ν を用いて、 $A = (1 + \nu) / 2\pi E$, $B = 3 - 4\nu$, $C = (1 + \nu)(1 - 2\nu) / 2\pi E$ で与えられる量である。特に、帯状薄膜の幅が広く、 x_1 , $r_1(0) \ll l$ のときには、応力 $\sigma_u(\infty)$ は、

$$\sigma_u(\infty) = \frac{2SEx_1}{x_1^2 + z^2} [(AB - C) - 2A \cdot \frac{z^2}{x_1^2 + z^2}] \quad (4)$$

となる。

式(4)で応力分布を計算するためには、TiSi₂エッジに作用している力 S を見積もっておく必要がある。ウ

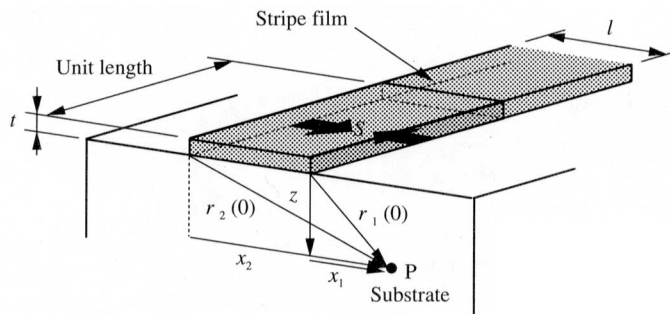


Fig. 8 Configuration of a thin-film stripe deposited on a substrate.

エハのそりの測定から、 TiSi_2 膜の内部応力 σ_f を測定することができる。力 S は TiSi_2 の膜厚 t と内部応力 σ_f の積で表される。Table 2に σ_f 、 t 、および S の実測値をまとめた。

式(4)にしたがって計算した応力 $\sigma_u(\infty)$ をエッジからの距離 x_1 に対してプロットするとFig. 9のようになる。ここでは、 σ_f 、 t はそれぞれ1.46GPa、222nmとし、 E および ν として、Siの{100}面内での<110>方向のヤング率(169GPa)とポアソン比(0.06)を用いた¹⁴⁾。Fig. 9から $\sigma_u(\infty)$ は深さ z に大きく依存することがわかる。

次に、ラマン分光法ではどのくらいの深さのところの応力測定しているのかを検討した。今、波長 λ_0 の光が複素屈折率 $n + ik$ の物質に照射されたとき、光が物

質中を深さ $d = \lambda_0/4\pi k$ まで進むと、その強度は $1/e$ に減衰する。この深さ d は光の侵入深さと呼ばれ、光が物質中を進みうる平均的な深さを表わしている。Siの複素屈折率($n = 4.367$, $k = 0.079$)¹³⁾から、波長 $\lambda_0 = 488\text{nm}$ の光のSi中での侵入深さは、 $0.5\mu\text{m}$ と見積もることができる。この実験では、後方散乱配置で測定を行っているので、光はラマン散乱の起こる深さの2倍の長さだけSi中を進まなければならない。このことから、この実験では、深さ $0.25\mu\text{m}$ のところの応力を測定していると考えた。

Fig. 10は、 TiSi_2 パターンの周辺のSiにおいて、 $0.25\mu\text{m}$ の深さに誘起されている応力分布を式(4)から求めた結果である。

計算によって求められた応力分布は、定性的には

Table 2 Thicknesses and internal stresses of the TiSi_2 films and the force acting at the TiSi_2 edge.

Thickness t (nm)	Internal stress σ_f (GPa)	Force S (N/m)
62	1.20 ± 0.25	74 ± 16
103	1.57 ± 0.25	162 ± 27
222	1.46 ± 0.15	324 ± 34

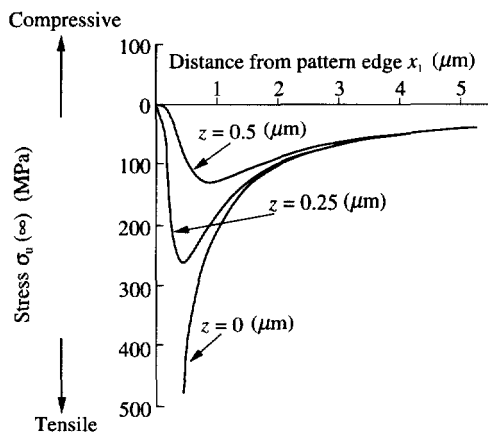


Fig. 9 Depth dependence of the uniaxial stress distributions beside the wide stressed film calculated based on Blech's theory. Internal stress and film thickness are set to 1.46GPa and 222nm, respectively. Young's modulus and Poisson's ratio of the substrate are assumed to be 169GPa and 0.66, respectively.

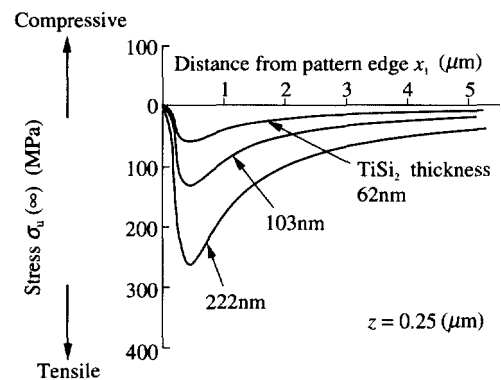


Fig. 10 Dependence of the uniaxial stress distributions beside the TiSi_2 patterns calculated using eq.(4) on the TiSi_2 thickness. The average depth of the stress measuring z is assumed to be $0.25\mu\text{m}$. The force S is shown in Table 2.

Fig. 6の実測された応力分布によく一致している。しかしながら、計算で求められた応力の最大値は実測値に比べて2/3程度に小さくなっている。Fig. 10は応力を測定している光学的平均深さを光の吸収係数のみで仮定して計算したものである。ところが、式(4)が示すとおり、応力分布は深さ方向の距離 z に対して直線的に変化するわけではないため、この変化も取り込んだ平均深さを考える必要がある。結果として、浅いところからのラマン散乱の方が観測されるラマンシフトにより寄与するはずである。したがって、より正確には、 z は光の侵入深さの半分よりさらに浅く見積もらなければならない。このようにすれば、ラマン分光を用いて評価した TiSi_2 パターンの周辺の応力分布はBlechらの理論で説明できると考えられる。

次に、Blechらの理論では、有限の幅 l の場合についても取り扱うことができる(式(3))ので、パターンサイズが小さくなったとき基板に発生する応力がどのようなになるかをこの理論から推察する。Fig. 11は、幅 l の带状薄膜周辺の応力と幅が無限に広い薄膜周辺の応力の比 $\sigma_u(l)/\sigma_u(\infty)$ を幅 l に対してプロットしたものである。ここでも、 z は $0.25\mu\text{m}$ と仮定した。幅が無尽大から $1\mu\text{m}$ に減少しても、応力 $\sigma_u(l)$ は $\sigma_u(\infty)$ の半分程度にしか減らないことがわかる。このことから、パターンサイズが縦横両方向 μm オーダーまで減少しても、応力は桁が変わるほどまでは減少しないだろうと考えられる。したがって、実際のLSIの TiSi_2 パターンの周辺のSiには100MPa程度の応力が作用しているものと推察される。

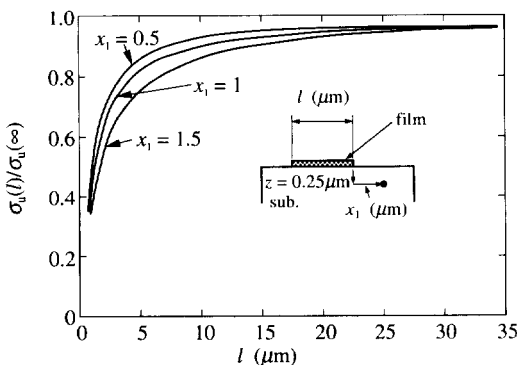


Fig. 11 Variation of stress ratio $\sigma_u(l)/\sigma_u(\infty)$ with respect to the stripe width l .

4. LOCOS境界の応力集中

Fig. 12は $1.5\mu\text{m}$ ルールで作られたLSIのトランジスタ付近の拡大写真である。Fig. 13にこの写真のLOCOS境界付近の構造模式図と、第3節と同様にして顕微ラマン分光法で測定した応力分布を示す。ここで、素子の上部には800nmの厚さのPSG (phosphosilicate glass) 膜が形成されているので、Siに働いている応力は近似的に二軸の等方性応力と考えることができ、ラマンピークのシフト量 $\Delta\tilde{\nu}$ と応力 σ_a の関係式として式(2)を用いた。Fig. 13からわかるように、このトランジスタには全域にわたって引張応力が作用しているが、

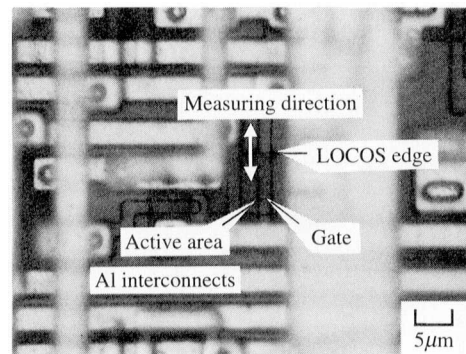


Fig. 12 Photograph of the transistor part with LOCOS structure in a $1.5\text{-}\mu\text{m}$ -rule LSI for stress distribution measurements.

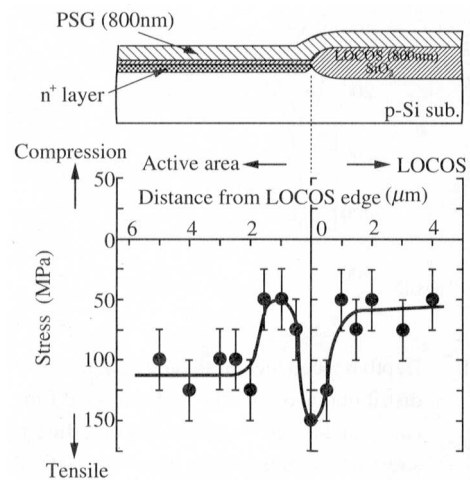


Fig. 13 Schematic LOCOS structure in the LSI and stress distribution near the LOCOS edge.

この引張応力はLOCOS境界で急激な変化を示した。すなわち、LOCOS直下の約50MPaの引張応力はLOCOS境界で150MPaまで増加し、素子領域にはいると、境界での大きな応力に反動が生じるかのように、いったん50MPaまで弱まり、境界から離れると120MPaの引張応力に落ち着いている。このようにLOCOS境界にはごく狭い領域に100MPa以上の応力の変動が見られた。トランジスタに応力が存在するとき、応力の大きさとトランジスタの電気的特性の劣化との関係の定量的な検討は現状では十分といえない状況である。今後、この関係を定量的に把握することが重要となる。

5. まとめ

顕微ラマン分光法を用いてチタンシリサイド (TiSi_2) パターンの周辺、および素子分離膜周辺の応力分布を測定した。応力の測定精度は ± 25 ないし50MPaが得られた。 TiSi_2 パターン周辺のSi基板には、150～350MPaに及ぶ大きな応力が作用し、Blechらの理論と対照させることにより、パターン寸法が μm オーダーに減少しても応力の値は100MPa程度の値を保っているものと推察される。また、LSI中のトランジスタのLOCOS構造では、LOCOS境界に100MPaに及ぶ応力変動が存在することがわかった。

顕微ラマン分光法はLSIにおける μm オーダーの構造の中での応力集中の測定に有力な手段である。しかし、デバイスがさらに微細化されて、サブミクロン領域の応力分布となると顕微ラマン分光法の空間分解能をもってしても測定困難となる。そこで、Blechらのような弾性論的計算や、有限要素法による応力計算と顕微ラマン分光法を組み合わせることが有効な方法となる。いずれにしても、信頼性の高いデバイスを製作するにあたっては、局所領域に発生する応力分布を測定できる唯一の手法としての顕微ラマン分光法は、今後ますます利用されていくものと考えられる。

謝辞

当所物性解析研究室の水野二郎氏、入谷澄子氏にはラマン分光測定に関して技術的に支援していただきました。また、LSIの試作などSiウエハのプロセッシングにおいては、当所デバイス開発室の方々の協力を得ました。

参 考 文 献

- 1) Kobayashi, K., Inoue, Y., Nishimura, T., Nishioka, T., Arima, H., Hirayama, M. and Matsukawa, T., : "Stress Measurements of LOCOS Structure Using Microscopic Raman Spectroscopy," Ext. Abstr. 19th Conf. Solid State Devices and Materials, Tokyo, (1987), 323, Bussiness Center for Academic Societies Japan, Tokyo
- 2) Wolf, I. D., Vanhellefont, J., Romano-Rodriguez, A., Norstrom, H. and Maes, H. E., : "Micro-Raman Study of Stress Distribution in Local Isolation Structures and Correlation with Transmission Electron Microscopy", J. Appl. Phys., 71-2(1992), 898
- 3) Nadahara, S., Kambayashi, S., Watanabe, M. and Nakakubo, T. : "Micro Area Stress Around Trench Structure", Ext. Abstr. 19th Conf. Solid State Devices and Materials, Tokyo, (1987), 327, Bussiness Center for Academic Societies Japan, Tokyo
- 4) 五十嵐 : 日本計測学会講演予稿, (1960), 107
- 5) Ito, T., Azuma, H. and Noda, S. : "Stress Measurements in Silicon Substrates with TiSi_2 Patterns Using Raman Microprobe", Jpn. J. Appl. Phys., 33-1A(1994), 171
- 6) Hart, T. R., Aggarwal, R. L. and Lax, B. : "Temperature Dependence of Raman Scattering in Silicon", Phys. Rev. B, 1-2(1970), 638
- 7) Anastassakis, E., Pinczuk, A., Burstein, E., Pollak, F. H. and Cardona, M. : "Effect of Static Uniaxial Stress on the Raman Spectrum of Silicon", Solid State Commun., 8(1970), 133
- 8) Loudon, R. : "The Raman Effect in Crystals", Adv. Phys., 13(1964), 423
- 9) Venugopalan, S. and Ramdas, A. K. : "Effect of Uniaxial Stress on the Raman Spectra of Cubic Crystals: CaF_2 , BaF_2 and $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ ", Phys. Rev. B, 8-2(1973), 717
- 10) Englert, T., Abstreiter, G. and Pontcharra, J. : "Determination of Existing Stress in Silicon Films on Sapphire Substrate Using Raman Spectroscopy", Solid-State Electron., 23-1(1980), 31
- 11) Cerdeira, F., Buchenauer, C. J., Pollak, F. H. and Cardona, M. : "Stress-Induced Shifts of First-Order Raman Frequencies of Diamond- and Zinc-Blende-Type Semiconductors", Phys. Rev. B, 5-2(1972), 580
- 12) Blech, I. A. and Meieran, E. S. : "Enhanced X-ray Diffraction from Substrate Crystals Containing Discontinuous Surface Films", J. Appl. Phys., 38-7(1967), 2913
- 13) Edwards, D. F. : Handbook of Optical Constants of Solids, ed. Palik, E. D. (Academic Press, Orlando, 1985), 564
- 14) Wortman, J. J. and Evans, R. A. : "Young's Modulus, Shear Modulus, and Poisson's Ratio in Silicon and Germanium", J. Appl. Phys., 36-1(1965), 153

著 者 紹 介



伊藤忠 Tadashi Ito

生年：1954年。

所属：材料4部ビーム応用グループ。

分野：イオン散乱を用いた材料解析，イオン注入。

学会等：応用物理学会会員。



東博純 Hirozumi Azuma

生年：1951年。

所属：材料4部ビーム応用グループ。

分野：レーザープラズマ軟X線の材料解析への応用。

学会等：日本物理学会，応用物理学会，レーザー学会会員。

1989年3月日本精密工学会論文賞受賞。

1994年3月 DAIWA AWARDS 受賞。
工学博士。



野田正治 Shoji Noda

生年：1943年。

所属：材料4部。

分野：ダイヤモンド膜の応用，イオンビーム応用，フォトニクス材料，触媒表面反応。

学会等：日本化学会，MRS，粉体粉末冶金協会，表面科学会，日本放射線化学会会員。

1989年5月粉体粉末冶金協会研究進歩賞受賞。

工学博士。